

С 343
Д-672

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Е.Д. Донец

2919

СИНТЕЗ И ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ
ОБРАЗОВАНИЯ ИЗОТОПОВ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
С $Z \geq 100$ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ
С МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1986

Е.Д. Дояев

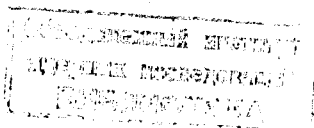
2919

3879 69

СИНТЕЗ И ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ
ОБРАЗОВАНИЯ ИЗОТОПОВ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
С $Z \geq 100$ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ
С МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1986



В настоящее время основным методом синтеза новых изотопов трансурановых элементов и новых элементов являются ядерные реакции, вызываемые ускоренными многозарядными ионами при их взаимодействии с мишенями из урана, плутония, амерция, кюрия, калифорния и эйнштейния. При этом, в основном, используются реакции полного слияния ядра мишени и ядра бомбардирующего иона с последующим испарением нескольких нейтронов из возбужденного составного ядра.

Свойства ядер синтезируемых изотопов, с одной стороны, и специфика ядерных реакций под действием многозарядных ионов, с другой, - приводят к тому, что сечения образования далеких трансурановых элементов ($Z \geq 100$) очень малы и быстро убывают с увеличением Z синтезируемого ядра. Так, например, если сечение реакции

$\text{Pu}^{242} (\text{C}^{12}, 4\text{n}) \text{Fm}^{250}$ составляет $\approx 10^{-29} \text{ см}^2$, то сечение реакции $\text{Pu}^{242} (\text{Ne}^{22}, 4\text{n}) 104^{260}$ в 10^5 раз меньше и составляет величину $\approx 1,3 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$.

Качественное объяснение этого обстоятельства состоит в высокой делимости составных ядер с $Z \geq 100$, обусловленной низкими барьерами деления (< 5 мэв) при энергиях связи нейтронов, превосходящих на 2-4 Мэв барьер деления и при энергиях возбуждения в несколько десятков Мэв.

Задача синтеза новых элементов имеет и другую сторону. Времена жизни изотопов, доступных для синтеза, убывают при увеличении Z , что затрудняет их идентификацию, особенно если учесть, что сечения образования также уменьшаются.

Ко времени начала экспериментов, составляющих основу содержания диссертации, в литературе имелся ряд экспериментальных работ, посвященных синтезу и исследованиям закономерностей образования изотопов Sm , Cf , Fm , 102-го и 103-го элементов в ядерных реакциях, вызываемых многозарядными ионами.

Был опубликован также ряд теоретических работ, посвященных различным аспектам проблемы взаимодействия многозарядных ионов с ядрами тяжелых элементов, и, в

основном, была построена картина ядерной реакции с образованием ядра трансуранового элемента.

Краткий обзор основных экспериментальных и теоретических работ содержится в главе I диссертации.

В первых ^{1,2/} и последующих экспериментальных работах было показано, что при взаимодействии ядра иона Z_1 с ядром мишени Z_2 изотоп с зарядом ядра $Z_3 = Z_1 + Z_2$ получается в ядерной реакции, имеющей характерную для испарительных реакций функцию возбуждения. В соответствии с этим для расчета сечений таких реакций в работе ^{2/} была предложена схема Джексона ^{3/}, модифицированная с учетом возможности деления возбужденного ядра в процессе испарения нейтронов:

$$\sigma_{xn} = \sigma_c(E_i) G_1 \cdot G_2 \cdots G_x P_{xn}(E^*),$$

где σ_{xn} - сечение реакции с испарением x нейтронов из составного ядра;

$\sigma_c(E_i)$ - сечение образования составного ядра, зависящее от энергии налетающего иона;

$G_i = \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right)_i$ - вероятность испарения i -го нейтрона в процессе снятия возбуждения;

$P_{xn}(E^*)$ - вероятность испарения точно x нейтронов при энергии возбуждения E^* .

$$P_{xn}(E^*) = I(\Delta_x, 2x-3) - I(\Delta_{x+1}, 2x-1),$$

где $I(z, n)$ - неполная гамма-функция Пирсона;

$$\Delta_x = \frac{E^* - \sum_{i=1}^x B_i}{T},$$

где B_i - энергия связи i -го нейтрона;

T - ядерная температура;

$$\Delta_{x+1} = \frac{E^* - \sum_{i=1}^{x+1} B_i}{T} \quad \text{или} \quad \Delta_{x+1} = \frac{E^* - \sum_{i=1}^x B_i - E_f}{T},$$

если $E_f < B_{x+1}$, где E_f - энергия активации для деления.

Таким образом, формула описывает процесс образования составного ядра (Z, A) с вероятностью σ_c , которое имеет энергию возбуждения E^* , средний угловой момент - I , некоторую среднюю температуру T . Затем происходит процесс снятия возбуждения путем испускания сначала нейтронов (причем всякий раз с испусканием нейтрона конкурирует процесс деления), а затем, когда энергия возбуждения становится меньше B_i и E_f , - путем испускания γ -лучей. Сечение образования составного ядра σ_c в случае сильнодеформирующихся ядер может быть с хорошей

точностью определено экспериментально по эффекту деления. При этом из общего эффекта деления вычитается эффект деления, связанный с различного рода реакциями передачи ^{4/}.

Величина сечения реакции с испарением x нейтронов в основном определяется произведением отношений вероятностей испарения нейтрона к вероятности деления на всех x ступенях испарительного каскада.

Изучение зависимости Γ_n / Γ_f от Z и A от энергии возбуждения и величины углового момента составного ядра может дать ценные сведения о характеристиках этого ядра и свойствах способов его распада.

Использование многозарядных ионов для этой цели дает наибольшие преимущества при исследовании ядер с $Z \geq 100$ при больших энергиях возбуждения и высоких угловых моментах.

В обзорной работе ^{5/} найдена зависимость $\Gamma_n / \Gamma_f = f(E^*)$ для двух законов измерения плотности уровней с энергией возбуждения

$$1) \quad \rho(E^*) = c \cdot \exp[2(aE^*)^{1/2}]$$

$$2) \quad \rho(E^*) = C \cdot \exp(E^*/T).$$

После интегрирования и взятия отношения получается следующая приближенная зависимость Γ_n / Γ_f от энергий возбуждения для модели ферми-газа:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{4A^{2/3} a_f (E^* - B_n') \exp[2a_n^{1/2} (E^* - B_n')^{1/2} - 2a_f^{1/2} (E^* - E_f')^{1/2}]}{k_0 a_n [2a_f^{1/2} (E^* - E_f')^{1/2} - 1]}$$

где индекс u указывает, к какому ядру относится параметр плотности уровней;

a_n - остаточное ядро после испускания нейтрона;

a_f - ядро в седловой точке.

(параметр плотности уровней составного ядра одинаковым образом входит и в Γ_n и в Γ_f , вследствие этого Γ_n / Γ_f не зависит от этой величины).

B_n' и E_f' - порог деления и энергия связи нейтрона, направленные на четность ядра. Вычисления, выполненные в рамках соответствующих предположений, указывают на то, что ядра с высокими порогами деления при увеличении энергии возбуждения становятся более склонными к делению (Γ_n / Γ_f уменьшается), а у ядер с низкими порогами деления склонность к делению с увеличением энергии уменьшается (Γ_n / Γ_f увеличивается).

При использовании для плотности уровней закона $\rho(E^*) = C \cdot \exp(E^*/T)$ ($T = \text{const}$) получается следующее выражение для Γ_n / Γ_f :

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{2TA^{2/3}}{k_0} \cdot \exp[(E_f' - V_n')/T]$$

в предположении $T_n = T_f = T_{\text{const}}$. В этом случае Γ_n/Γ_f не зависит от энергии возбуждения.

Аналогичное выражение для $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ получается и без предположения о постоянстве ядерной температуры.

В работе /6/ впервые было обращено внимание на возможность зависимости Γ_n/Γ_f от углового момента. Если в результате взаимодействия образовалось возбужденное ядро с угловым моментом I , то с этим моментом оказывается связанной некоторая часть энергии возбуждения в виде кинетической энергии вращения.

Уменьшение тепловой энергии эквивалентно добавлению величины $E_R = \frac{h^2 I^2}{2J}$ к энергии связи испаряющегося нейтрона, где J — момент инерции вращающегося возбужденного ядра. Аналогично в случае Γ_f . Величина энергии возбуждения, входящей в формулу для плотности уровней ядра, в седловой точке уменьшается на величину $\frac{h^2 I^2}{2J_n}$, где J_n — момент инерции ядра в седловой точке относительно оси, перпендикулярной плоскости деления. Если $J_n > J$, то Γ_n убывает с увеличением I быстрее, чем Γ_f , и, следовательно, $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ уменьшается для случая вращающегося ядра.

Зависимость Γ_n/Γ_f от Z и A составного ядра содержится в рассмотренных выше соотношениях, так как входящие в них величины $A, a, E_f', V_n', E_R, E_R^f$ связаны с индивидуальными особенностями ядра Z^A .

В связи с тем, что с увеличением Z в доступных для синтеза ядрах разница $(E_f' - V_n')$ убывает, становясь в предельном случае равной $-V_n'$ при $E_f' = 0$, $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ также уменьшается. При увеличении A для ядра с данным Z величина $(E_f' - V_n')$ увеличивается из-за одновременного увеличения барьера деления и уменьшения энергии связи нейтрона. Поэтому общая тенденция изменения Γ_n/Γ_f состоит в возрастании Γ_n/Γ_f при увеличении A . Однако возможны нерегулярности, связанные с четностью и наличием подоболочки $N = 152$.

Экспериментальный материал сводится к тому, что удалось однозначно показать, что существует зависимость $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ от Z и A составного ядра. Зависимость $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ от энергии возбуждения в интервале $E^* \leq 40$ Мэв для $82 \leq Z \leq 98$ не была обнаружена. В работе /5/ отсутствие роста $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ с увеличением E^* объясняется тем, что поскольку большому E^* обычно сопутствует и большой угловой момент составного ядра, то уменьшение делимости за счет увеличения E^* , возможно, компенсируется увеличением делимости с ростом I .

Ядра трансурановых элементов с $Z > 100$, доступные для синтеза в реакциях с многозарядными ионами, являются нейтронодефицитными. В связи с этим они могут

испытывать α -распад, распад с захватом орбитального электрона и спонтанное деление.

Несмотря на то, что существующие теоретические и полуэмпирические соотношения достаточно хорошо описывают процессы радиоактивного распада ядер с $Z < 100$, они оказываются менее пригодными для ядер с $Z > 100$. В частности, интересными вопросами являются: 1) влияние подоболочки $N = 152$ на энергию α -распада и 2) вероятность спонтанного деления ядер с $Z > 100$.

Ядерные реакции под действием многозарядных ионов приводят к составным ядрам с высоким возбуждением и угловым моментом. При этом могут быть синтезированы изотопы, труднодоступные для синтеза в других методах ($Z > 100$).

В связи с тем, что составные ядра с указанными характеристиками мало изучены, особенно в области $Z > 100$, представляет интерес получение информации о свойствах их распада, в частности, изучение величин $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$. Изучение свойств распада возбужденных ядер может дать информацию, с одной стороны, о плотности уровней и, с другой стороны, о барьерах деления.

Поскольку ядра с $Z > 100$ являются сильноделющимися, то величину Γ_n/Γ_f целесообразно изучать по выходу реакций с испарением нескольких нейтронов. При этом, однако, мы оказываемся в области неизвестных изотопов и элементов, изучение характеристик радиоактивного распада которых также представляет значительный интерес.

В связи с изложенным и была выполнена работа по синтезу и изучению закономерностей образования изотопов трансурановых элементов с $Z > 100$ в ядерных реакциях с многозарядными ионами.

Глава II диссертации посвящена экспериментальным исследованиям в области $Z > 100$.

В § 1 содержится описание методики исследования, примененной при изучении ядерных реакций с образованием известных и новых изотопов далеких трансурановых элементов.

В основном работы были выполнены с использованием внутреннего пучка тяжелых ионов 310-см циклотрона Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

При разработке методики регистрации и идентификации новых изотопов с $Z > 100$ было учтено, что: 1) времена их жизни менее 1 минуты, что не позволяет произвести химическую сепарацию; 2) фон α -излучения в широком интервале энергий α -частиц за счет реакций передачи, а также за счет примесей свинца и др. элементов в мишенях во много раз превышает α -активность исследуемых изотопов /7,8/.

В связи с этим для короткоживущих α -активных изотопов использовался метод регистрации и идентификации α -активных продуктов ядерных реакций по их относительно долгоживущим дочерним α -активным продуктам. Этот метод был впервые применен при получении новых элементов группой ученых, работающих в Беркли^{/9/}.

Основой этого метода является собирание ядер отдачи после α -распада. Кинетическая энергия ядер отдачи равна ≈ 100 кэв. При этом они оказываются ионизованными и могут быть собраны электрическим полем в газовой среде на специальную подложку.

Если ядра, испытывающие α -распад, находятся на какой-либо поверхности, то энергии 100 кэв вполне достаточно для отрыва ядер отдачи от этой поверхности. Получение абсолютно тонких слоев из продуктов ядерных реакций представляет собой сложную задачу.

Для эффективного собирания продуктов ядерных реакций мы использовали диффузию заторможенных в газе атомов с последующей адсорбцией их на холодной металлической поверхности.

Схема эксперимента выглядела следующим образом^{/10/}.

Устройство, в котором осуществлялось накопление дочерних продуктов, возникающих после α -распада, синтезированных в ядерной реакции изотопов, было смонтировано в газонаполненном пробнике. Конструкция этого устройства схематически изображена на рис. 1. Его основой является вращающийся массивный медный диск, диаметром 100 мм(1). На периферии диска имеется кольцевое углубление прямоугольного сечения. Неподвижные механические пробки (2) сверху и снизу отсекают часть объема этого углубления, а спереди размещается мишень (3), которая замыкает, таким образом, эту часть углубления.

Продукты реакции выбиваются из мишени в этот замкнутый объем, тормозятся в газе и диффундируют на стенки, ограничивающие объем.

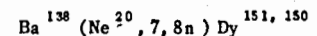
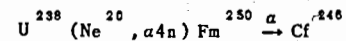
Атомы, адсорбированные на поверхности кольцевого углубления, при вращении диска переносятся из зоны облучения в зону, где происходит собирание ядер отдачи после α -распада продуктов ядерных реакций. Сборник ядер отдачи (4) представляет собой металлическую основу в виде дуги, на которую прикрепляется серебряная или золотая фольга. На сборник подается отрицательное напряжение - 80 вольт. Этого напряжения вполне достаточно для эффективного собирания ядер отдачи после α -распада.

Диск вращался с постоянной скоростью, которую можно было изменять в широких пределах. Зная распределение активности дочерних продуктов вдоль сборника и скорость вращения диска, можно было измерять период полураспада материнского изотопа.

После облучения, которое длилось столько времени, чтобы накопить оптимальное количество дочерних продуктов на сборнике, фольга-сборник химически перерабатывалась, выделялся определенный элемент или группа элементов. При альфа-спектрометрии соответствующей химической фракции получался изотопный состав дочерних продуктов.

Важным достоинством использованного метода является однозначность при определении A и Z исследуемого ядра - продукта ядерной реакции. Естественно, что энергия α -распада не может быть определена.

Качество методики (эффективность, уровень фона) были проверены при исследовании реакций



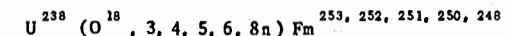
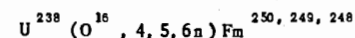
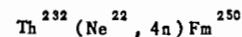
В этих опытах было показано, что эффективность регистрации материнского продукта по дочернему $\approx 20\%$, а уровень возможного фона позволяет исследовать сечения вплоть до 10^{-34} см^2 .

Было также установлено, что методика может быть уверенно применена для исследования изотопов с $T_{1/2} > 1$ сек.

В § 1 содержится также описание специально разработанного для целей исследования слабых α -активностей ионизационного α -спектрометра с разрешением ≈ 30 кэв и чрезвычайно низким уровнем фона, для достижения которого использована электрическая коллимация.

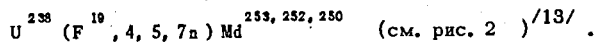
Кратко описаны методы химической сепарации и изготовление мишеней.

В § 2 содержится описание экспериментов по изучению энергетических зависимостей сечений следующих реакций, идущих с образованием различных изотопов фермия ($Z=100$)^{/11,12,13/}:

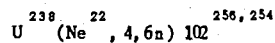
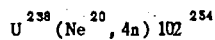


Результаты представлены на рис. 2. В экспериментах синтезирован неизвестный ранее изотоп Fm^{249} с $T_{1/2} \approx 150$ сек ($T_{1/2\alpha} = 15$ мин, $T_{1/2\beta} = 3$ мин).

В § 3 описаны опыты по синтезу и генетической идентификации изотопов менделевия ($Z=101$) при изучении функций возбуждения следующих ядерных реакций:



В § 4 содержится подробное изложение экспериментов, приведших к синтезу и измерению времен жизни изотопов 102^{256} , и 102^{254} . Было показано, что оба изотопа α -активны, с $T_{1/2}$ соответственно 8 и 50 секунд. При этом исследованы функции возбуждения для следующих ядерных реакций /10, 13, 14/:



§ 5 содержит описание опытов по синтезу, идентификации и определению периода полураспада изотопа Lw^{258} ($Z=103$) в ядерной реакции $Am^{243}(O^{18}, 5n)Lw^{258}$ (см. рис. 2).

Глава III диссертации посвящена анализу экспериментально полученных функций возбуждения различных ядерных реакций, в частности, извлечению из них величин Γ_n / Γ_f для различных характеристик составного ядра.

Поскольку в процессе испарения нейтронов изменяются все характеристики составного ядра (E^* , V_n , E_f , I , N) за исключением Z , то нахождение точных значений $G_i = (\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f})_i$ представляет большие трудности.

Для качественного описания процесса испарения нейтронов вводится среднее значение \bar{G} по данному каскаду, которое определяется так:

$$\bar{G} = \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right) = \sqrt{x \prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right)_i}$$

Нахождение средних значений $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right)$ представляет собой простую операцию извлечения корня степени x из отношения $\frac{\sigma_{xn}}{\sigma_c(E_f) P_{xn}(E^*)}$.

Расчет значения $P_{xn}(E^*)$ вблизи максимума этой величины не представляет труда, и может быть выполнен с достаточной точностью. Значительно более сложным вопросом является определение положения кривой $P_{xn}(E^*)$ на энергетической оси. Для его решения необходимо знать энергетический спектр испаряющихся нейтронов или среднюю по каскаду ядерную температуру. Сказанное особенно относится к расчетам $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)$ из реакций испарения 4-х нейтронов, когда произведение $\sigma_c(E_f) P_{xn}(E^*)$ берется в области сильного изменения $\sigma_c(E_f)$ вблизи кулоновского барьера.

Оказывается, что в этом случае $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)$ трудно определить с точностью, лучшей, чем 20%, что соответствует ошибке в 100% при измерении сечения σ_{4n} .

Средние значения $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)$ были вычислены для всех исследованных реакций (см. таблицу № 1).

Т а б л и ц а 1

| №№ пп. | Ядерная реакция | $\sigma_{xn} \text{ макс}$ см ² | $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)$ | \bar{A} | \bar{E}^* МэВ |
|--------|-----------------------------------|---|--|-----------|--------------------|
| I. | $Th^{232} (Ne^{22}, 4n) Fm^{250}$ | $2,5 \cdot 10^{-31}$ | 0,070 | 252,5 | 20,3 |
| 2. | $U^{238} (O^{16}, 4n) Fm^{250}$ | $5 \cdot 10^{-31}$ | 0,075 | 252,5 | 20,8 |
| 3. | $U^{238} (O^{16}, 6n) Fm^{248}$ | $3,5 \cdot 10^{-31}$ | 0,115 | 251,5 | 26,8 |
| 4. | $U^{238} (O^{18}, 4n) Fm^{252}$ | $7,5 \cdot 10^{-31}$ | 0,091 | 254,5 | 19,6 |
| 5. | $U^{238} (O^{18}, 5n) Fm^{251}$ | $4,0 \cdot 10^{-30}$ | 0,125 | 254 | 22,4 |
| 6. | $U^{238} (O^{18}, 6n) Fm^{250}$ | $1,9 \cdot 10^{-30}$ | 0,152 | 253,5 | 25,7 |
| 7. | $U^{238} (O^{18}, 8n) Fm^{248}$ | $1,25 \cdot 10^{-31}$ | 0,172 | 252,5 | 35,5 |
| 8. | $U^{238} (F^{19}, 4n) Md^{253}$ | $4,0 \cdot 10^{-32}$ | 0,082 | 255,5 | 21,3 |
| 9. | $U^{238} (F^{19}, 5n) Md^{252}$ | $5,0 \cdot 10^{-31}$ | 0,098 | 255 | 24,5 |
| 10. | $U^{238} (F^{19}, 7n) Md^{250}$ | $1,9 \cdot 10^{-31}$ | 0,139 | 254 | 32,4 |
| II. | $U^{238} (Ne^{22}, 4n) 102^{256}$ | $4,5 \cdot 10^{-32}$ | 0,034 | 258,5 | 21,3 |
| 12. | $U^{238} (Ne^{22}, 5n) 102^{255}$ | $2,2 \cdot 10^{-31}$ | 0,067 | 258 | 23,6 |
| 13. | $U^{238} (Ne^{22}, 6n) 102^{254}$ | $6,1 \cdot 10^{-32}$ | 0,080 | 257,5 | 27,3 |
| 14. | $U^{238} (Ne^{20}, 4n) 102^{254}$ | $3,0 \cdot 10^{-33}$ | 0,026 | 256,5 | 22,5 |
| 15. | $Am^{243} (N^{15}, 4n) 102^{254}$ | $6,0 \cdot 10^{-32}$ | 0,038 | 256,5 | 20,3 |
| 16. | $Am^{243} (O^{18}, 5n) Lw^{256}$ | $6,0 \cdot 10^{-32}$ | 0,053 | 259 | 21,7 |

Для нахождения определенных тенденций в изменении σ_{zn} и $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ в зависимости от A, Z, E^*, I следует сравнить те случаи, которые отличаются по возможности значениями лишь одной из этих величин.

Для получения сведений о зависимости $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}) = f(A)_Z$ - самым удобным сравнить реакции $3-U^{238}(O^{18}, 6n)Fm^{248}$ и $6-U^{238}(O^{18}, 6n)Fm^{250}$. В обоих случаях составные ядра

Fm имеют практически одинаковые энергии возбуждения и угловые моменты и различаются лишь тем, что на всех шести каскадах испарения отличаются на $\Delta A = 2$. Оказывается, что $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_A = 0,87(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_{A+1}$ для $Z=100$, с ошибкой, не превышающей 7%.

Следует отметить, что испарительные каскады в рассматриваемых реакциях происходят в районе подболочки $N = 152$, и это, как указывается в работе /16/, может повлиять на регулярность в изменении $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}) = f(A)$.

При рассмотрении экспериментальных результатов обращает на себя внимание тот факт, что практически во всех исследованных случаях для данного Z $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_{x_1} < (\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_{x_2}$, если $x_1 < x_2$, т.е. чем больше ступеней имеет испарительный каскад, тем больше среднее значение $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$, рассчитанное из этого каскада, что свидетельствует о заметном уменьшении делимости ядра с увеличением энергии возбуждения.

Интересно в этом смысле сравнить $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ из реакций $2-U^{238}(O^{18}, 4n)Fm^{250}$ и $7-U^{238}(O^{18}, 8n)Fm^{248}$, для которых среднее по каскаду A одно и то же и равно 252,5 при существенно различной средней энергии возбуждения. В первом случае $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}) = 0,075$, ($E^* = 20,8$), в то время как для другой реакции $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}) = 0,172$ ($E^* = 35,5$). Здесь имеется, таким образом, однозначное указание на рост $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ с увеличением энергии возбуждения.

Нахождение зависимости $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}) = f(E^*)$ может быть сделано, если вначале допустить упрощающее предположение: $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}) = f(A, I)$, а затем ввести поправки, устраняющие результат этого допущения.

На рис. 3 светлыми точками нанесены данные по $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ в зависимости от средней энергии возбуждения для $Z = 100$, вычисленные по $(O^{18}, 4, 5, 6, 8n)$ - реакциям, относящиеся к соответствующим средним значениям \bar{A} . Дополнительная информация может быть получена из сравнения сечений $(5n-6n)$ - и $(6n-8n)$ -реакций.

Если теперь внести поправку, связанную с зависимостью $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ от A , исходя из соотношения $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_A = 0,87(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_{A+1}$, то мы получим еще более ярко выраженный рост $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ при увеличении энергии возбуждения. На рис. 3 $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$, приведенные к ядру с $\bar{A} = 254$, изображены зачерненными точками. Учет влияния углового момента на делимость ядра должен дать еще более резко выраженное увеличение $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ при увеличении энергии возбуждения.

Таким образом, получено качественное согласие измеренной зависимости $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}) = F(E^*)$ с рассчитанной, при использовании плотности уровней по модели Ферми-газа. О количественном согласии нет возможности говорить, так как неизвестны значения нескольких параметров, входящих в модель, например, $a_n, a_l, \frac{E_n}{E_f}$ и др. С другой стороны, экспериментальные данные могут быть использованы для нахождения этих параметров.

Поскольку наибольшее количество данных для различных Z относится к реакциям $(1,5n)$, то именно по сечениям этих реакций удобно проследить за изменением $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ в зависимости от Z составного ядра.

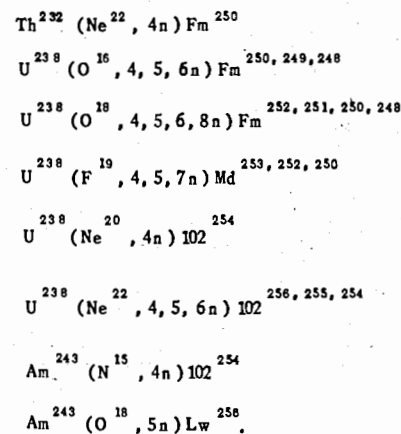
На рис. 4 даны $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ для различных элементов. Значение $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_5$ для $Z=88$ взято из работы /17/. Точки довольно хорошо располагаются вблизи прямой линии, т.е. имеется экспоненциальное уменьшение $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_5$ с увеличением Z составного ядра.

Эта эмпирическая зависимость может быть использована для оценок сечений ядерных реакций, приводящих к синтезу более тяжелых элементов. Так, например, сечение реакции $Am^{243}(O^{18}, 5n)Lw^{256}$ было вначале оценено из этой зависимости, а затем измерено экспериментально. При этом было получено достаточно хорошее согласие экспериментальной величины сечения и величины, найденной на основе эмпирической зависимости $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ от Z .

В главе IV диссертации сделано несколько замечаний о свойствах радиоактивного распада ядер изотопов тяжелых элементов на основе накопленного экспериментального материала.

Ниже излагаются основные результаты выполненной работы.

1. Получены энергетические зависимости сечения следующих ядерных реакций:



2. Синтезированы следующие неизвестные ранее изотопы: Fm^{249} ; Md^{253} , Md^{252} , Md^{250} ; 102^{258} ; Lw^{256} и определены виды их распада. Для изотопов Fm^{249} , Md^{252} , 102^{254} , 102^{256} , Lw^{256} измерены времена жизни. Показано, что изотоп 102^{254} имеет период полураспада (80 ± 10) сек, что не соответствует значению, полученному в работе /8/ при его открытии ($T_{1/2} = 3$ сек).

3. Показано, что: 1) у четно-четных ядер с $Z = 102$ не наблюдается резкого увеличения вероятности спонтанного деления в сравнении с ядрами с $Z = 100$; 2) подболочка $N = 152$ при $Z = 102$ оказывает влияние на Q_{α} не менее сильное, чем при $Z = 100$.

4. Качественно изучено влияние Z , A и энергии возбуждения составного ядра на величину $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$.

Показано, что для сильнодеформирующихся ядер величина $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$ растет при увеличении энергии возбуждения.

5. Найдено, что в области изменения $100 \leq Z \leq 103$ при использовании имеющих-ся многозарядных ионов ($Z = 8, 9, 10$) наибольшее сечение имеет ядерная реакция $(1,5 \text{ н})$, что связано не только с увеличением сечения образования составного ядра, но также и с энергетической зависимостью $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})$.

Материалы диссертации в основном опубликованы в работах /10-15/.

Л и т е р а т у р а

1. А.С. Карамян, Ю.Б. Герлят, Г.Ф. Мясоедов. ЖЭТФ, 38, 821 (1958).
2. T. Sikkeland, S. G. Thompson, A. Ghiorso. Phys. Rev. 112, 543 (1958).
3. J. D. Jackson. Can. J. Phys. 34, 767 (1956).
4. T. Sikkeland, V. E. Viola, Jr, Proc. Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei p. 232 (U. S. Press, Berkeley, 1963).
5. Дж. Р. Юизенга, Р. Ванденбош. Сб. "Ядерные реакции", том II, Атомиздат, Москва, 1984.
6. Г.А. Пик-Пичак. ЖЭТФ, 34, 341 (1958).
7. Г.Н. Флеров, С.М. Поликанов, А.С. Карамян и др. ЖЭТФ, 38, 82 (1960).
8. Г. Кумпф, Е.Д. Донец. ЖЭТФ, 44, 798 (1963).
9. A. Ghiorso, T. Sikkeland, J. R. Walton, G. T. Seaborg. Phys. Rev. Lett. 1, 18 (1958).
10. Е.Д. Донец, В.А. Шеголев, В.А. Ермаков. Атомная энергия, 18, 195 (1964).
11. Е.Д. Донец, В.А. Карнаузов, Г. Кумпф, Б.А. Гвоздев, Ю.Т. Чубурков. ЖЭТФ, 43, 11 (1962).
12. В.П. Перельгин, Е.Д. Донец, Г.Н. Флеров. ЖЭТФ, 37, 1558 (1959).

13. Е.Д. Донец, В.А. Шеголев, В.А. Ермаков. Ядерная физика, 2, 1015 (1965).
14. Е.Д. Донец, В.А. Шеголев, В.А. Ермаков. Атомная энергия, 20, 223 (1966).
15. Е.Д. Донец, В.А. Шеголев, В.А. Ермаков. Атомная энергия, 19, 109 (1965).
16. T. Sikkeland. UCRL - 1348 (1965).
17. Н.И. Гарантин. ЖЭТФ, 38, 250 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 сентября 1966 г.

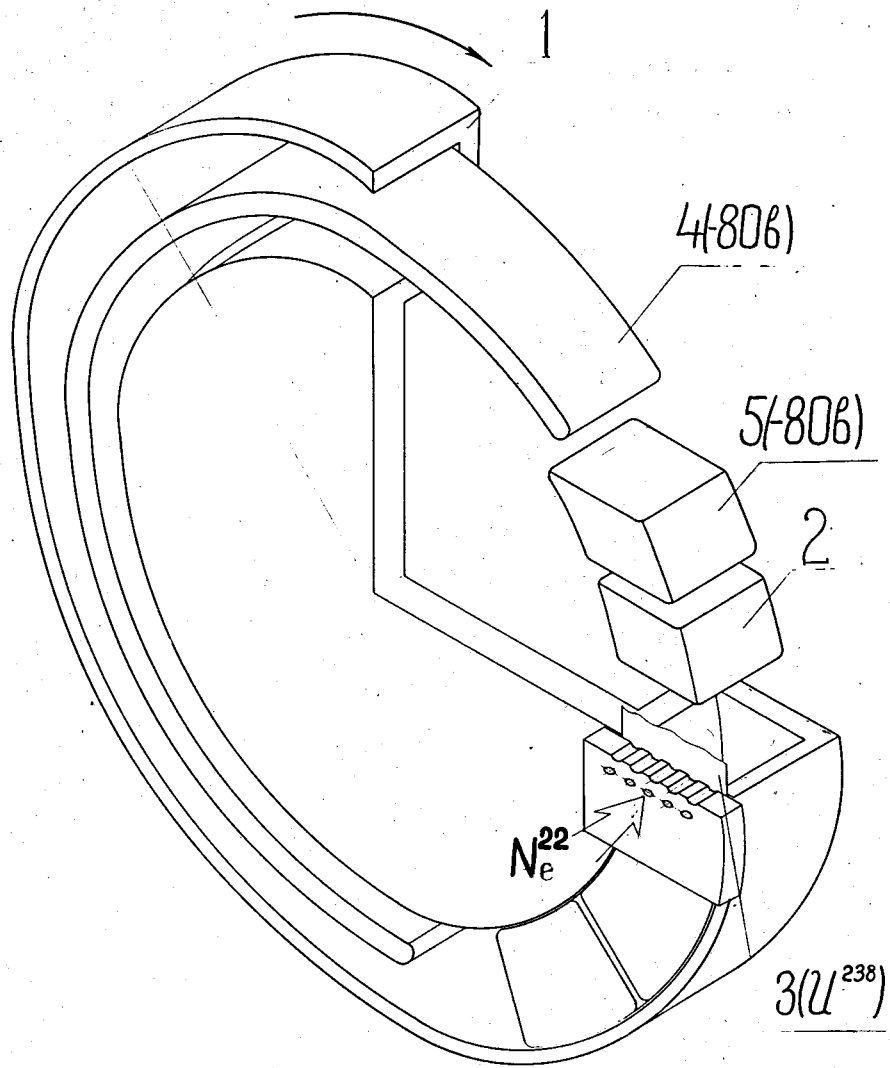


Рис. 1. Схема устройства для синтеза и идентификации короткоживущих α -активных изотопов по их дочерним продуктам. (1) - медный диск с кольцевым углублением на периферии; (2) - механические пробки; (3) - мишень на алюминиевой подложке; (4) - сборник продуктов α -распада; (5) - "электрические пробки".

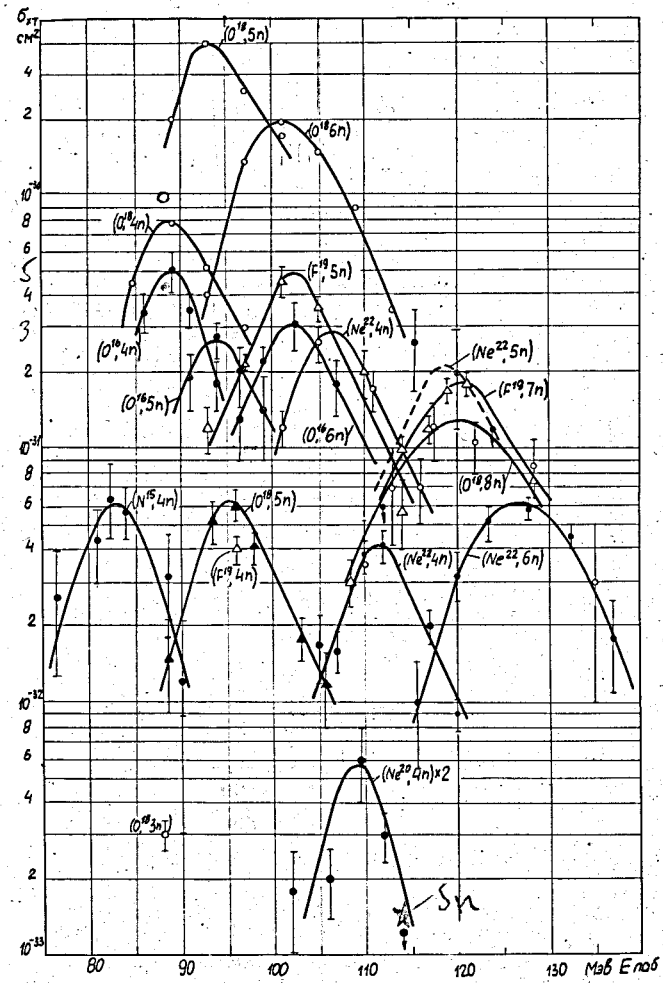


Рис. 2. Энергетические зависимости сечений реакций испарения нескольких нейтронов с образованием изотопов Fm, Md, 102 элемента и Lw. Для экспериментальных точек приняты обозначения: ϕ (Z=100), Δ (Z=101), \blacklozenge (Z=102), \blacktriangle (Z=103).

\blacklozenge Fm
 \blacktriangle Mv
 \blacklozenge No

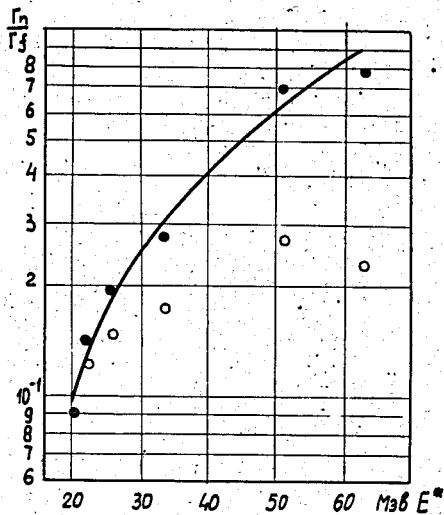


Рис. 3. Зависимость величины $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)$ от энергии возбуждения для $Z=100$.
 (○ - без поправки на \dot{A} , ● - приведенные к $A=254$).

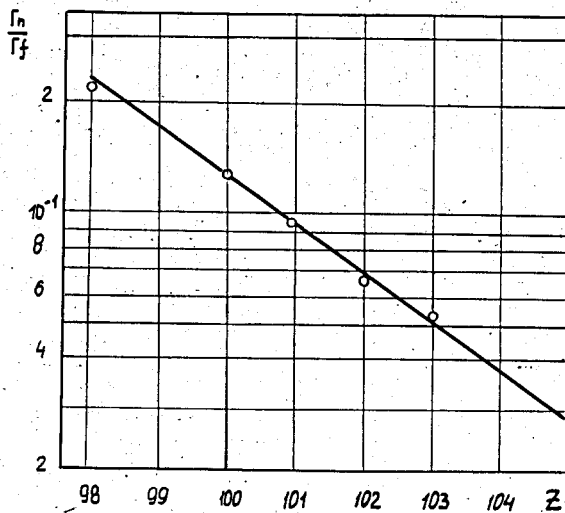


Рис. 4. Зависимость величины $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)$, найденной из $(1,5n)$ -реакций, от Z составного ядра.